

ORSAY

Série A, N°

N° D'ordre :

318

DEFORMABILITE DES NOYAUX DE TRANSITION
ETUDE DES BARYUM ET DES LANTHANES

ARTICLE PRINCIPAL

recouvrant en partie la thèse de Doctorat ès Sciences Physiques enregistrée au
C.N.R.S. sous le Numéro AO 1922

RIEHL op GERSCHEL Claudie

Soutenue le 15 Mars 1968 à la FACULTE DES SCIENCES D'ORSAY
devant le jury :

MM.	J. TEILLAC	Président
	R. ARVIEU	{ Examineurs
	J. BROSSEL	
	G. ALBOUY	Membre invité



Digitized by the Internet Archive
in 2026



ÉTUDE DES NIVEAUX EXCITÉS DU ^{133}La

Existence possible de niveaux déformés

C. GERSCHEL †

Institut de Physique Nucléaire, Laboratoire Joliot-Curie, BP no 1, 91-Orsay, France

Reçu le 18 août 1967

Abstract: Excited levels of ^{133}La have been studied from the beta decay of 5.4 h ^{133}Ce and 97 min ^{133m}Ce . Using Ge(Li) and Si(Li) detectors and a double-focussing beta spectrometer for some transitions, we determined the energies and intensities of the transitions and some of the conversion coefficients and multipolarities.

A negative-parity level at 535.3 keV was observed which cannot be explained in terms of the spherical shell model but presents characteristics of a deformed shape with a β -deformation of about 0.16.

E

RADIOACTIVITY ^{133}Ce and ^{133m}Ce [from $^{139}\text{La}(p, n)$]; measured E_γ , I_γ , I_{ce} , ce_γ , $\gamma\gamma$ -coin. ^{133}La deduced levels, J , π . Ge(Li) detector.

1. Introduction

Le ^{133}La se trouve dans la région de transition correspondant à un nombre de protons supérieur à 50 et un nombre de neutrons inférieur à 82. Un certain nombre de résultats expérimentaux concernant les noyaux pair pair de cette région semble conduire aux hypothèses suivantes ¹⁾. Dans leurs états de spin élevé, les plus déficients en neutrons parmi ces noyaux se comportent comme des noyaux déformés bien que pour le fondamental, le phénomène ne soit pas très net et qu'on ne puisse pas les classer de façon définitive comme ayant une déformation statique. C'est en particulier le cas pour les $^{124, 126, 128}\text{Ba}$.

De plus, fait surprenant, on a tout récemment mesuré le moment quadrupolaire du premier niveau 2^+ du ^{130}Ba grâce à l'effet de réorientation suivant l'excitation coulombienne ²⁾. On trouve un moment quadrupolaire $Q = -1.10 \pm 0.34$ considéré comme grand pour un noyau supposé "vibrationnel". De fait, ceci laisserait supposer que, même si le fondamental du ^{130}Ba est sphérique, le premier niveau 2^+ correspond à un état du noyau déjà déformé.

En ce qui concerne les noyaux impairs, la situation est moins claire car peu de résultats expérimentaux sont connus. On a donc peu d'idées sur la forme d'équilibre de ces noyaux. Des calculs effectués par Baranger et Kumar ³⁾ qui utilisent un traitement de Hartree-Bogolyubov appliqué à un modèle tenant compte d'une force de

† Cet article couvre en partie le travail d'une thèse de Doctorat d'Etat ès Sciences physique de la Faculté des Sciences de Paris et d'Orsay. La thèse est enregistrée au Centre National de la Recherche Scientifique sous le numéro AO 1922.

pairing plus une force quadrupolaire les ont amenés aux conclusions suivantes: les noyaux impairs en neutron doivent avoir une forme d'équilibre aplatie tandis que ceux impairs en protons doivent être pratiquement sphériques et en tout cas de forme allongée.

Peu de renseignements ⁴⁾ étaient connus sur le ¹³³La en dehors de sa période $T^{\frac{1}{2}} = 6,3$ h. De plus, pendant la durée de nos expériences, les résultats de mesure d'électrons de conversion ont été publiés ⁵⁾. Nous présenterons et discuterons dans cet article le schéma que l'on peut proposer pour le ¹³³La.

2. Préparation des sources

Les sources ont été produites au synchrocyclotron d'Orsay par réaction ¹³⁹La (p, 7n)¹³³Ce. Le ¹³³Ce était alors séparé des autres isotopes à l'aide du séparateur d'isotopes du laboratoire Joliot-Curie. Dans la plupart des cas, il n'a pas été fait d'extraction chimique. En effet, le descendant de période 4 h présente un fort embranchement vers le premier niveau excité du baryum de 12 keV et nous avons montré ⁶⁾ que son spectre n'était pas gênant.

3. Dispositif expérimental

3.1. SPECTROSCOPIE GAMMA

Les mesures de spectres directs ont été effectuées avec un détecteur au germanium de 0.8 cm³ de volume, couplé avec un préamplificateur muni d'un transistor à effet de champ refroidi, le tout représentant une résolution de 1.08 keV sur le ⁵⁷Co.

Pour déterminer l'intensité relative des rayons X et des rayonnements inférieurs à 100 keV, nous avons utilisé une jonction silicium de 3 mm d'épaisseur dont la fenêtre d'entrée était constituée par une feuille de beryllium de $\frac{1}{4}$ mm d'épaisseur et qui permettait d'observer les rayonnements γ de très faible énergie (jusqu'aux XL). Cette jonction présentait une résolution de 700 eV.

Pour les coïncidences γ - γ , nous avons utilisé un cristal d'iodure de sodium de 7.6 cm $\times$ 7.6 cm sur l'une des voies et sur l'autre un détecteur au germanium de 3.5 cm³ de volume avec une résolution de 6 keV sur le ⁶⁰Co.

Ce détecteur au germanium était également utilisé pour les mesures de spectre direct à plus haute énergie. Le circuit de coïncidence était un circuit lent-rapide avec temps de résolution variable.

3.2. SPECTROSCOPIE BETA

Les électrons de conversion ont été étudiés d'une part à l'aide d'un spectromètre β à double focalisation [†], et d'autre part grâce à une jonction de silicium donnant une résolution de 6.5 keV sur le ²⁰³Hg.

La multipolarité de quelques raies ayant été déterminée à partir des rapports K/L et $L_I/L_{II}/L_{III}$ il a été possible, par la suite, de connaître, le coefficient de conversion α_K

[†] Aimablement mis à notre disposition par Monsieur Moussa de la Faculté des Sciences de Grenoble et que je remercie très vivement.

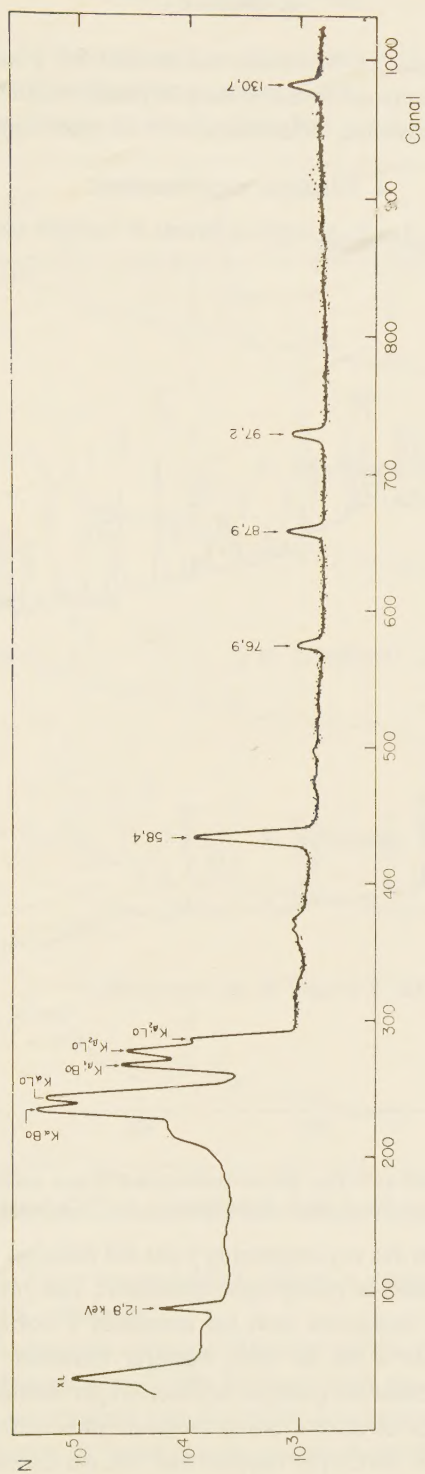


Fig. 1. Spectre γ de très basse énergie.

d'autres raies, en comparant les intensités des transitions γ mesurées à la jonction germanium et celles des électrons K mesurées à la jonction silicium et en normalisant sur les coefficients de conversion déterminés avec le spectromètre β .

4. Résultats expérimentaux

On peut voir sur les figs. 1-5 les spectres γ directs et certains spectres de coïncidences

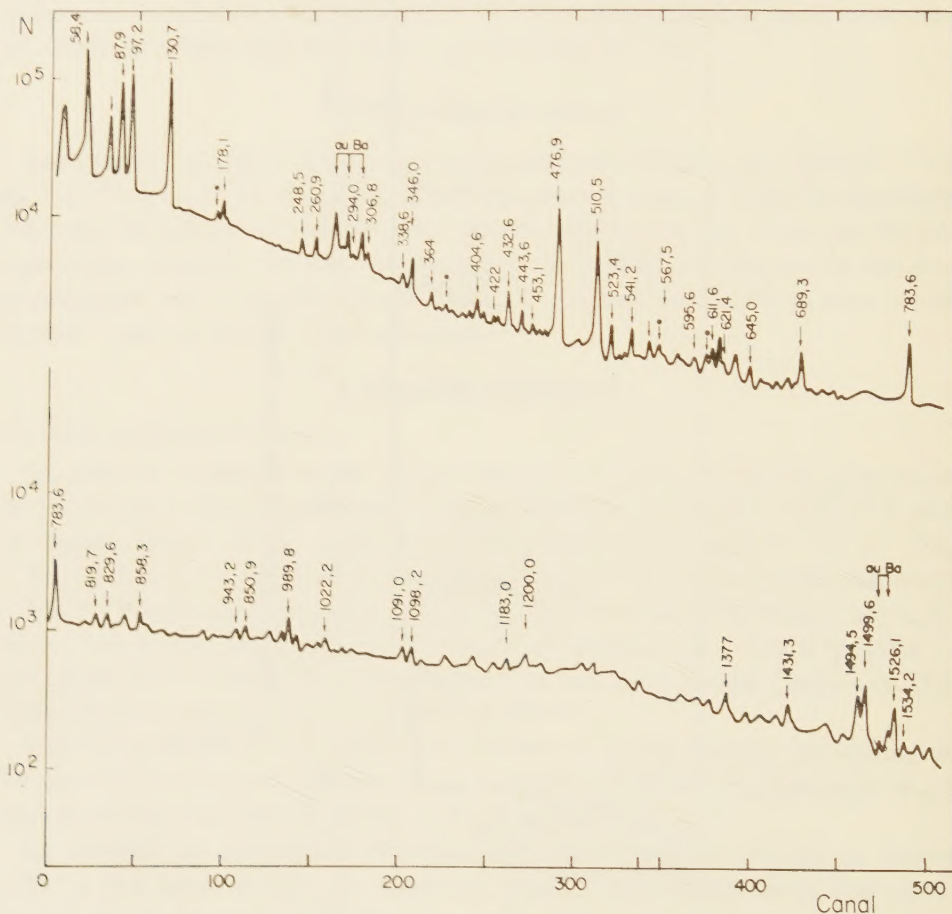


Fig. 2. Spectre γ jusqu'à 1600 keV (les flèches surmontées d'une astérisque correspondent aux transitions issues de la désintégration du ^{133}Ce isomère).

γ - γ . Les intensités relatives des rayonnements γ ont été déduites des mesures effectuées comme il a été indiqué dans le paragraphe précédent. Les résultats figurent dans le tableau 1. Les intensités indiquées sont les intensités γ normalisées pour 100 désintégrations du ^{133}Ce . On a pu, en effet, mesurer l'intensité relative des XK par rapport aux autres rayonnements puisque la jonction permettait de séparer les rayonnements XK du Ce, du La et du Ba. Nous avons de plus déduit de nos mesures que l'intensité relative des XK du Ce par rapport aux XK du La est $\cong 1/215$. On peut y

voir une confirmation du fait que dans la désexcitation de l'état isomérique 8) du Ce l'embranchement vers l'état fondamental est faible.

Pour les XL, il était difficile d'obtenir une valeur précise de l'efficacité du détecteur

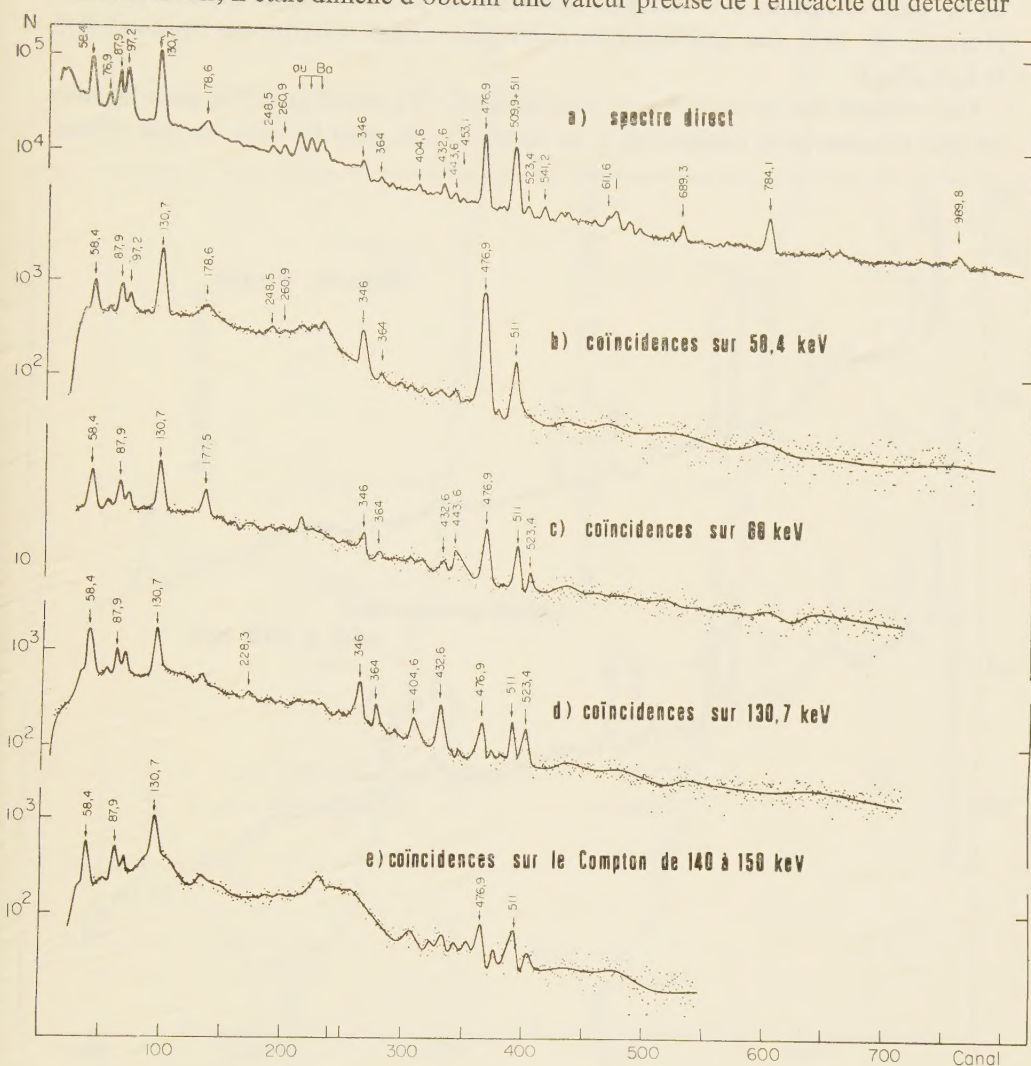


Fig. 3. Coïncidences γ - γ avec les raies de basse énergie.

à cette énergie (5 keV). Nous avons préféré utiliser la valeur théorique 7) correspondant au nombre de XK observés.

La raie de 12.5 keV observée correspond à la transition $\frac{3}{2}^+ \rightarrow \frac{1}{2}^+$ entre le premier niveau excité et le fondamental du ^{133}Ba et n'intervient pas dans le schéma présenté.

En ce qui concerne les mesures d'électrons de conversion, nous avons obtenu les résultats suivants. Les raies de basse énergie ont été mesurées grâce au spectromètre

β à double focalisation. Les résultats sont consignés sur le tableau 2. Les coefficients de conversion ont été calculés en normalisant successivement sur la valeur théorique de α_K pour la raie de 87.9 keV puis pour celle de 130.7 keV et en prenant la valeur moyenne des deux (les multipolarités étant elles-mêmes déduites des rapports K/L et $L_I/L_{II}/L_{III}$).

Ces résultats sont en accord avec ceux de la réf. ⁵⁾ à mieux que 15 % pour les raies les plus intenses, mais quelquefois à un facteur 2 près pour les raies les plus faibles.

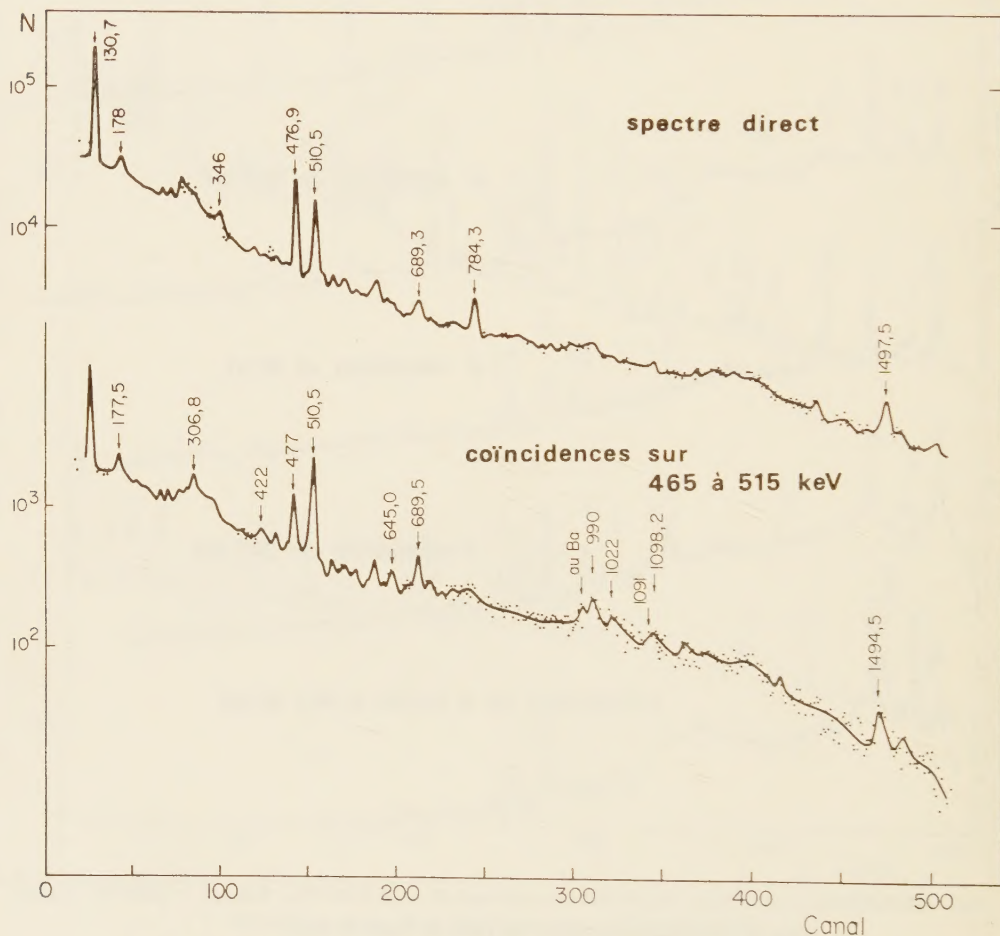


Fig. 4. Coïncidences γ - γ avec les rayonnements γ compris entre 465 et 515 keV.

Nous avons, par ailleurs, mesuré le spectre d'électrons de conversion à l'aide d'une jonction silicium. Les résultats obtenus ne sont pas très précis en raison du fond continu très important se trouvant sous chaque raie du à la radioactivité β^+ . Nous avons déduit la multipolarité des différentes raies en normalisant les valeurs du rapport N_{eK}/N_γ sur la valeur théorique du coefficient α_K de la raie de 130.7 keV qui

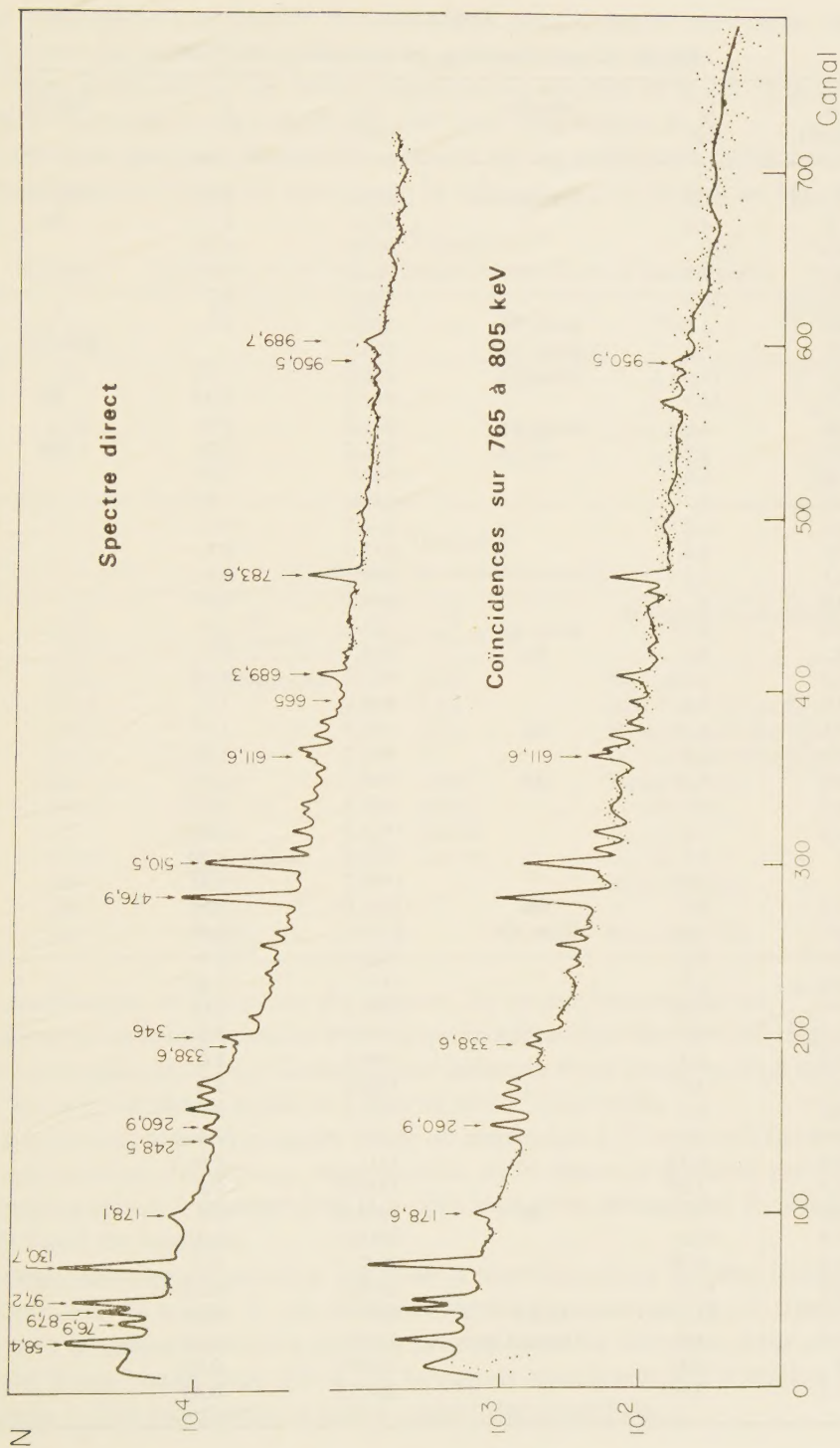
Fig. 5. Coïncidences γ - γ avec la raie de 785 keV.

TABLEAU 1
Energie et intensité relative des transitions γ du ^{138}La

E_γ (keV)	I_γ (%)	Nature	E_γ (keV)	I_γ (%)	Nature
XL+M	11.8	val. théorique	556.8	1.55	isom. Ce
12.5	4.0		565.3	2.35	Ba
XK α	120		567.5	0.75	
XK β	29.5		580.6	1.1	isom. Ce
58.4	21.5		584.6	0.7	
76.9	2.6	isom. Ce	595.6	1.1	
87.9	8.2	ε isom. Ce	607.7		isom. Ce
97.2	11	isom. Ce	611.6	1.95	
130.7	42.5		617.9	6.35	Ba
173.9	0.65	isom. Ce	621.4	2.0	
177.5	1.5		632.2	3.7	Ba
178.6	1.05		643.6	0.75	
210.9	0.7		645.0	1.45	
228.3	0.8		654.2	0.7	
235.9	0.4		677.6	0.6	
248.5	2.5		684.5	0.4	
260.9	3		689.3	4.05	
274.9	0.95	isom. Ba	783.6	2.4	
278.3	9.5	Ba	784.3	6.8	
282.5	0.55		819.7	1.35	
286.6	0.8		829.6	1.2	
289.8	6.65	Ba	858.3	1.35	
294.0	0.9		943.2	1.30	
302.0	6.1	Ba	950.5	1.45	
306.8	2.1		989.8	2.85	
338.6	1.6		1022.2	1.25	
346	5.7		1091.0	1.20	
364	2.3		1098.2	1.77	
372.2	0.6	Ba	1183.0	0.95	
376.7	0.85	isom. Ce	1190.0	0.40	
397.3	0.8		1200.0	1.0	
404.6	2.9		1377	1.45	
410	1.15		1431.3	1.05	
422	0.95		1494.5	3.0	
430.7	1.2		1499.6	4.0	
432.6	4.2		1526.1	2.6	
436.2	0.5		1534.2	0.5	
443.6	3.2		1584	2.6	
453.1	1.35		1711	1.0	
459.5	1.50		1720.2	1.6	
465.0	0.75	Ba	1851.5	0.8	
476.9	45.5		2016.5	1.3	
495.0	0.75		2042.5	0.7	
510.0	16.5		2055.5	0.35	
511.1	21.2 $\rightarrow$	10.6 β^+	2075	0.30	
523.4	3.5	ε isom. Ce	2108.5	0.75	
534	0.8		2119.5	0.85	
541.2	3.6		2147.2	0.45	

est bien visible à la jonction silicium. Cette façon d'opérer peu précise ne permet d'obtenir les coefficients de conversion qu'à environ 50 % près.

Nous avons effectué les mêmes calculs sur les résultats de la réf. ⁷⁾ en prenant la valeur moyenne des raies de 87.9 et 130.7 keV (voir tableau 3).

De façon générale, la précision obtenue sur les coefficients de conversion n'est pas suffisante pour dire si l'on a ou non un mélange $M_1 + E_2$ ou bien un M_1 ou E_2 pur.

TABLEAU 2
Coefficients de conversion interne des transitions de basse énergie

E_γ (keV)	α_K	α_{L_I}	$\alpha_{L_{II}}$	$\alpha_{L_{III}}$	Multipolarité
58.4		0.159	0.061	0.062	$E_1 + (M_2)$ (99 %)
87.9	1.52	0.184	0.085	< 0.042	M_1
130.7	0.50	0.052	0.0169	0.0050	$M_1 + E_2$ (85 %)

TABLEAU 3
Coefficients de conversion interne

E_γ (keV)	α_K ce travail	α_K issue de réf. ²⁾	Multipolarité probable
130.7	0.48(théorique)	0.46	$M_1 + E_2$
177.5		0.18	$M_1 + E_2$, ou M_1 ou E_2
178.6		0.40	M_1 (avec peut-être E_2)
260.9		0.1	M_1 (avec peut-être E_2)
346	0.050	0.050	M_1 ou $M_1 + E_2$
404.6	0.07	0.060	$E_1 + (M_2)? E_3$
477	0.012	0.0140	$M_1 + E_2$
510.0	$\alpha_L = 0.004$	0.0140	$M_1 + E_2$
690	0.007		M_1 ou $M_1 + E_2$
784	0.0016		
990	0.0037		M_1 ou $M_1 + E_2$

Justification de l'existence des niveaux. Le niveau fondamental du ^{133}La a probablement un spin $\frac{5}{2}^+$ en accord avec la systématique observée dans cette région. Cette valeur du spin est de plus, confirmée par l'existence d'une transition β permise entre le ^{133}La et le 1er niveau excité du ^{133}Ba de spin $\frac{3}{2}^+$ bien établi.

Par ailleurs, nous supposons le spin du cérium égal à $\frac{1}{2}^+$ en accord également avec la systématique des niveaux observés dans cette région et confirmé par l'existence d'une transition β permise ($\log ft = 5.9$) issue de ce niveau vers le niveau $\frac{3}{2}^+$ de 130.7 keV du lanthane.

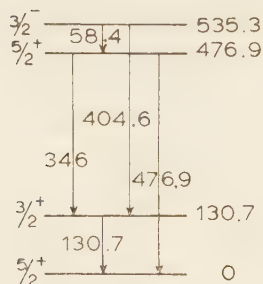
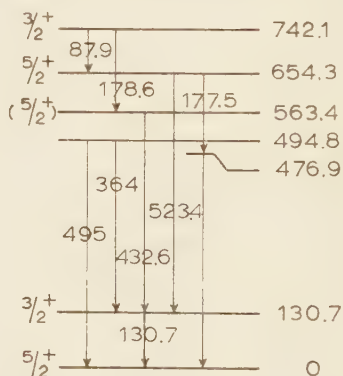
Enfin, nous avons calculé le $\log ft$ de la transition allant de l'état isomérique du cérium, vers le niveau $\frac{7}{2}^+$ du lanthane. Nous ne connaissons pas le rapport K/β^+ pour la transition considérée mais en prenant la valeur théorique, nous voyons que le $\log ft$ peut varier entre 7.3 et 7.7, valeurs en accord avec une transition interdite d'ordre 1. Ceci indiquerait un spin $\frac{9}{2}^-$ pour l'état isomérique.

4.1. NIVEAUX ALIMENTÉS À PARTIR DE L'ÉTAT FONDAMENTAL DU CÉRIUM

(i) 130.7 keV, ce niveau se désexcite vers le fondamental par la transition la plus intense observée dans le spectre. La multipolarité de cette transition est $M_1 (\approx 85\%) + E_2$. Comme, par ailleurs, il est alimenté par la désexcitation du cérium ($\log ft = 5.9$), nous lui attribuons un spin $\frac{3}{2}^+$.

(ii) 467.9 et 535.3 keV. En raison des transitions indiquées sur la fig. 6 et toutes observées en coïncidences, nous pouvons situer les niveaux à 476.9 et 535.3 keV. La transition de 476.9 keV correspond à un mélange $M_1 + E_2$ et celle de 346 keV à une multipolarité essentiellement M_1 , par conséquent, le niveau de 476.9 keV a un spin $\frac{3}{2}^+$ ou $\frac{5}{2}^+$. Nous ne pouvons pas choisir entre ces deux valeurs de spin car les intensités des désintégrations issues du cérium ne sont pas connues avec une précision suffisante. Nous trouvons ainsi pour la transition $^{133}\text{Ce} \rightarrow$ niveau de 476.9 keV du lanthane, un $\log ft \geq 6.7$ ce qui ne peut pas exclure totalement le spin $\frac{3}{2}^+$ pour ce niveau bien que celui-ci soit très improbable.

D'autre part, le niveau de 535.3 keV, est alimenté par une transition avec un $\log ft = 6.4$, en accord avec une transition une fois interdite. Comme, par ailleurs, cette transition a une multipolarité E_1 , ceci implique un spin de $\frac{3}{2}^-$ pour le niveau considéré (le spin $\frac{1}{2}^-$ ne peut être exclu de façon totalement définitive).

Fig. 6. Schéma de niveau partiel du ^{138}La .Fig. 7. Schéma de niveau partiel du ^{138}La .

(iii) 494.8-563.4-654.3-742.1 keV. L'existence de ces niveaux est confirmée par toutes les transitions indiquées sur la fig. 7 et observées en coïncidence. La transition de 177.5 keV a une multipolarité $M_1 + E_2$. Comme il n'y a pas d'embranchement dans la désintégration du cérium vers ce niveau, nous pouvons lui attribuer un spin $\frac{5}{2}^+$ ou $\frac{7}{2}^+$. Le niveau de 742.1 keV, alimenté par la désintégration du cérium par une transition permise, doit avoir un spin $\frac{1}{2}^+$ ou $\frac{3}{2}^+$. Comme il se désexcite par la transition de 87.9 keV de multipolarité M_1 vers le niveau de 654.3 keV de spin $\frac{5}{2}^+$ ou $\frac{7}{2}^+$, cela limite la valeur de son spin à $\frac{3}{2}^+$ et celle du niveau final à $\frac{5}{2}^+$.

(iv) 783.7-1044.7 keV. Nous avons indiqué sur la fig. 8 les transitions observées en coïncidence et qui situent les deux niveaux de 783.7 et 1044.7 keV. La transition de 510.0 keV a une multipolarité $M_1 + E_2$ et le niveau de 1044.7 keV est alimenté dans

la désintégration du cérium par une transition de $\log ft = 6.6$. Nous proposons donc pour ce niveau un spin $\frac{1}{2}^-$ ou $\frac{3}{2}^-$.

Comme enfin, le niveau de 783.7 keV n'est pas ou très faiblement alimenté par la désexcitation du cérium, en tout cas avec un $\log ft \geq 7.3$, cela limite son spin à des valeurs $\geq \frac{5}{2}$. Mais la transition de 260 keV allant du niveau de 1044.7 keV au niveau de 783.7 keV a une multipolarité M_1 , cela nous conduit donc à adopter comme spin $\frac{5}{2}^-$ pour le niveau de 783.7 keV et $\frac{3}{2}^-$ pour celui de 1044.7 keV.

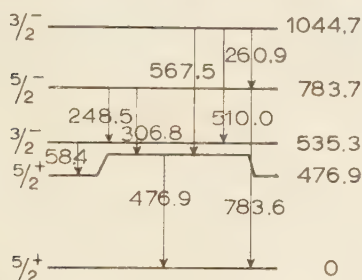


Fig. 8. Schéma de niveau partiel du ^{133}La .

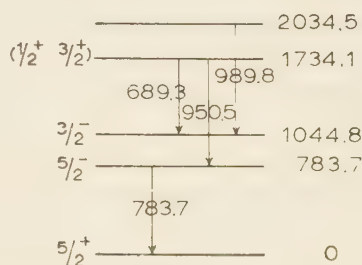


Fig. 9. Schéma de niveau partiel du ^{133}La .

(v) 1526.2-1734.1-2034.5 keV. Sur la fig. 9, sont indiquées les transitions observées en coïncidence qui suggèrent l'existence des niveaux de 1734.1 et 2034.5 keV. Le niveau de 1526.2 keV est issu quant à lui des coïncidences entre la transition de 784.3 keV et les transitions partant du niveau de 742.1 keV (87.9 et 178.6 keV).

(vi) Enfin, les deux derniers niveaux sont placés uniquement en se basant sur des considérations de sommes d'énergie et sont peu sûrs.

4.2. NIVEAUX ALIMENTÉS À PARTIR DE L'ÉTAT ISOMÉRIQUE DU ^{133}Ce

97.2-174 keV. Nous n'avons pas mesuré la multipolarité de ces transitions. Nous avons simplement observé les coïncidences 97.2 keV + 76.9 keV. Ces transitions correspondent aux transitions indiquées dans la réf. ⁵⁾, comme appartenant au ^{132}Ce . En effet, dans ce travail, les électrons de conversion ont été mesurés sur des sources non séparées isotopiquement et qui comprenaient à la fois ^{132}Ce et ^{133}Ce . Les raies qui ont été attribuées au ^{133}Ce , appartiennent en fait, soit à lui, soit au ^{132}Ce [réf. ⁹⁾] et celles attribuées au ^{132}Ce appartiennent à la désexcitation de l'état isomérique du ^{133}Ce .

La multipolarité des transitions de 97.2 et 76.9 keV a donc été mesurée comme étant M_1 , cela nous amène à proposer un spin $\frac{7}{2}^+$ pour le niveau de 97.2 keV et $(\frac{5}{2}^+)_2^+$ ou $\frac{9}{2}^+$ pour le niveau de 174 keV.

(ii) 742.1 keV. Les transitions issues du niveau de 742.1 keV semblent décroître partiellement avec la période de l'état isomérique. Mais, par ailleurs, le spin $\frac{3}{2}^+$ s'accorde assez mal avec l'hypothèse que le niveau serait également alimenté par l'état isomérique.

Il est plus plausible de penser que ce niveau est alimenté par l'état isomérique à travers une autre transition issue d'un niveau de spin plus élevé.

Remarque: Nous avons deux transitions de 228.3 keV et 235.9 keV sans ambiguïté en coïncidence avec le niveau de 130.7 keV qui, par conséquent situeraient deux niveaux à 359 keV et 366.6 keV. Comme, par ailleurs, nous n'avons aucune autre donnée pouvant se rattacher à ces niveaux, nous avons simplement voulu signaler leur existence éventuelle.

5. Discussion

La fig. 10 représente le schéma que nous avons pu construire, cependant, toutes les transitions observées n'ont pu être situées. Ce schéma apparaît comme très complexe et la densité de niveaux de basse énergie n'est pas compatible avec un schéma classique de noyau vibrationnel.

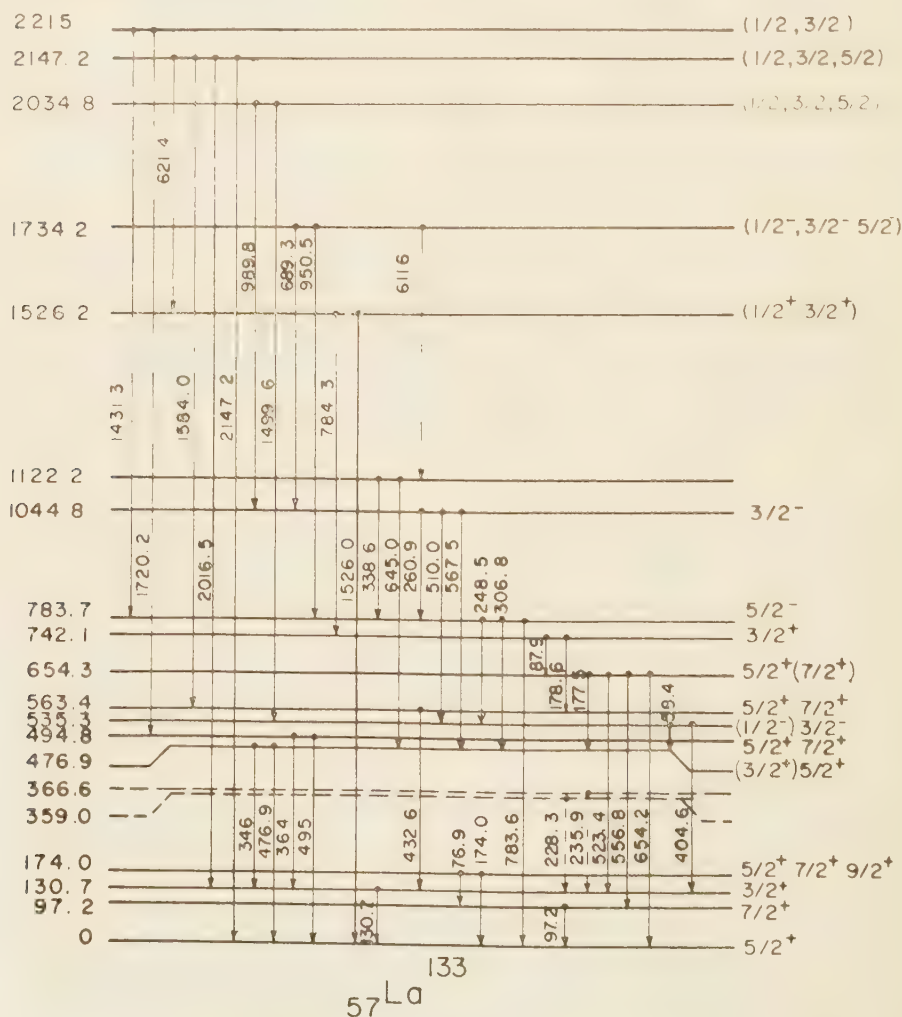


Fig. 10. Schéma de niveau proposé pour le ^{133}La .

En effet, dans le cadre du modèle des couches, nous devrions observer à basse énergie deux niveaux à une quasi-particule $d_{\frac{5}{2}}$ et $g_{\frac{7}{2}}$, $d_{\frac{5}{2}}$ correspondant au niveau fondamental, la transition entre les deux étant l -interdite. C'est le cas pour les noyaux ^{139}La [réf. 10)] et ^{137}La [réf. 11)] (pour lesquels ces deux niveaux sont croisés); les périodes mesurées pour les niveaux sont en accord avec les hypothèses ci-dessus, bien que pour ^{137}La , elles relèvent déjà certains couplage avec les phonons du cœur.

A plus haute énergie d'excitation, on doit s'attendre à trouver des niveaux correspondant à des couplages des états de quasi-particules avec les excitations collectives du cœur. Dans le cas du ^{133}La , ces considérations peuvent s'appliquer aux premiers niveaux excités. En effet, on peut admettre que le fondamental ($\frac{5}{2}^+$) et le niveau de 97.2 keV ($\frac{7}{2}^+$) sont des niveaux ayant essentiellement un caractère à une quasi-particule. Ceci peut être confirmé par le fait que la transition de 97.2 keV a une multipolarité M_1 avec peut-être quelques % de E_2 .

Le niveau de 130.7 keV ($\frac{3}{2}^+$) serait alors issu du couplage entre les excitations précédentes à une quasi-particule et les phonons du cœur. Ceci est confirmé par le coefficient de conversion de la transition de 130.7 keV. Cette transition a une multipolarité correspondant à un mélange $\approx 85\% M_1 + 15\% E_2$. Cette valeur du mélange $M_1 + E_2$ s'observe pour les noyaux sphériques quand la partie E_2 est collective. En effet, s'il fallait admettre que la partie E_2 n'est pas accélérée comme cela pourrait être le cas, si le niveau de 130.7 keV était déformé, cela impliquerait sur la transition M_1 un facteur d'interdiction très grand ($\approx 10^5$) et difficilement explicable dans le cadre du modèle des couches.

Il semble donc assez réaliste de considérer les niveaux de basse énergie du ^{133}La comme les niveaux d'un noyau de type "sphérique".

Cependant, lorsque l'on regarde les niveaux situés dans la région voisine de 500 keV, il devient difficile de les expliquer si l'on s'en tient aux hypothèses précédentes. En particulier, nous remarquerons la présence d'un niveau à 535 keV de parité négative ($\frac{1}{2}^-$) ou $\frac{3}{2}^-$ qui ne s'explique pas du tout dans le cadre du modèle des couches.

En effet, le seul niveau à une quasi-particule observable de parité négative est le niveau $h_{\frac{7}{2}}$ situé nettement plus haut en énergie et qui, de toutes façons, devrait donner comme premier niveau excité, un niveau $\frac{1}{2}^-$. Des calculs d'excitations à trois-quasi-particules semblent indiquer que l'on peut trouver certains de ces niveaux exceptionnellement bas en énergie, mais cependant, pas inférieurs au niveau correspondant à une quasi-particule.

Donc, en admettant que le niveau de 535 keV soit déjà un niveau à trois-quasi-particules (hypothèse bien improbable à cause de son énergie), il doit exister à une énergie plus basse le niveau $\frac{1}{2}^-$ correspondant. Par ailleurs, ce niveau $\frac{1}{2}^-$ devrait être alimenté de façon préférentielle par la désexcitation de l'état isomérique du ^{133}Ce de spin $\frac{9}{2}^-$. Or, il n'a pas été observé parce qu'il se trouve probablement à une énergie beaucoup plus élevée. Le niveau de 535.3 keV ne peut donc s'expliquer de cette façon.

Sur la fig. 11, nous avons rappelé le diagramme de Nilsson 12) qu'on utilise pour

$50 \leq Z \leq 82$. Nous pouvons observer que pour $Z = 57$, la levée de dégénérescence de la couche $h_{9/2}$ nous permet d'observer des niveaux $\frac{1}{2}^-$ [550] ou $\frac{3}{2}^-$ [541] qui pourraient expliquer la présence du niveau de 535 keV.

Si on admet que le spin de ce niveau est $\frac{3}{2}^-$ (valeur la plus probable), et étant donnée la présence d'un second niveau de parité négative $\frac{5}{2}^-$ situé à 783.7 keV, nous pourrions admettre que celui-ci est le deuxième membre de la bande de rotation construite sur le niveau $K = \frac{3}{2}$.

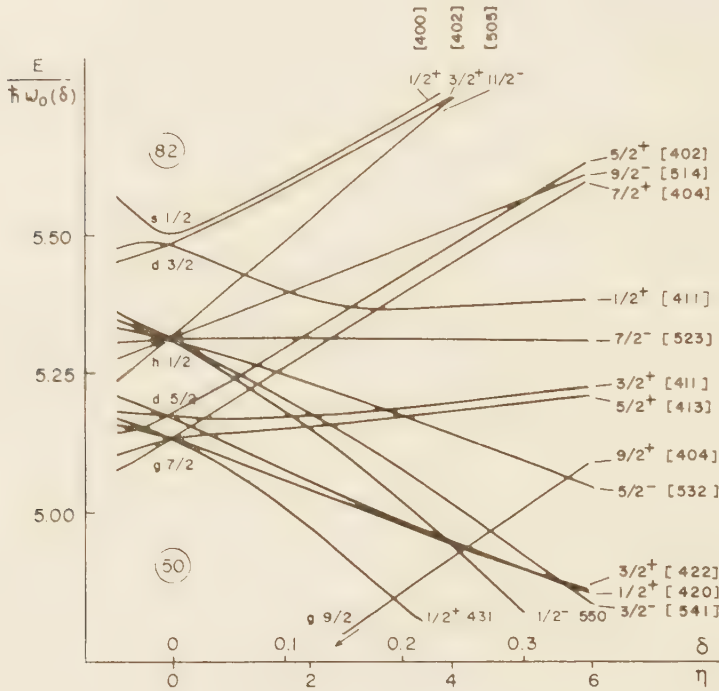


Fig. 11. Diagramme de Nilsson pour $50 \leq Z \leq 82$.

Ceci revient à prendre une valeur $3\hbar^2/J = 341$ keV. Cette valeur du moment d'inertie utilisée pour une telle bande de rotation n'est pas très importante. En effet, si l'on en croit la relation empirique déterminée par Grodzins¹³⁾, cela conduirait à une valeur de la déformation $\beta \approx 0.16$ qui n'est pas très grande, mais bien en accord avec le fait que le ^{133}La ne peut être un noyau très déformé.

Remarquons que si le spin du niveau de 535 keV était $\frac{1}{2}^-$, on pourrait le rapprocher du niveau de Nilsson $\frac{1}{2}^-$ [550] et considérer les niveaux à 783.7 keV ($\frac{5}{2}^-$) et 1044.7 keV ($\frac{3}{2}^-$) comme les deux membres d'une bande de rotation inversée. Cela reviendrait à prendre $3\hbar^2/J = 344$ keV et un paramètre de découplage $a = 1.96$.

Par ailleurs, nous savons calculer ce paramètre de découplage dans le cadre du

modèle de Nilsson pour le niveau $\frac{1}{2}^-$ [550] connaissant $\beta \approx 0.16$

$$a = (-1)^l \sum_i a_{i0}^2 + 2\sqrt{l(l+1)}a_{i0}a_{i1}].$$

On trouverait alors $a \approx -5.8$, ce qui n'est pas du tout en accord avec l'estimation expérimentale qui a été faite ci-dessus et ceci vient renforcer l'idée d'un spin $\frac{3}{2}^-$ et non $\frac{1}{2}^-$ pour le niveau de 535 keV. Par conséquent, nous pensons que le niveau de 535.3 keV correspond à une symétrie non sphérique du noyau mais, avec une déformation pas très importante. Cette hypothèse est confirmée par les coefficients de conversion interne observés pour les transitions de 58.4 et 404.6 keV. En effet, pour la transition de 58.4 keV, nous pouvons avoir une contribution d'environ 1 % de M_2 et pour la transition de 404.6 keV, une contribution qui n'est pas mesurée de façon précise mais qui serait de l'ordre de 30 %, valeur très grande si elle correspond à la réalité impliquant une interdiction considérable de la transition E_1 .

Le fait de pouvoir déjà observer 1 % de M_2 dans la transition de 58.4 keV implique déjà un facteur d'interdiction important pour la partie E_1 de cette transition. Ces facteurs d'interdiction peuvent très bien s'expliquer par le fait qu'ils ont trait à des transitions entre niveaux de symétrie complètement différente et par conséquent, non favorisées. Des mesures préliminaires de périodes de niveaux ¹⁴⁾ semblent confirmer ces hypothèses. Nous pouvons remarquer que rien de tel n'a été observé pour le ^{135}La (isotope ayant 78 neutrons). Son schéma est assez bien établi et aucun niveau de parité négative n'a été mis en évidence. Nous pouvons peut-être rapprocher cette différence de comportement pour les isotopes du lanthane lorsqu'on passe de 78 à 76 neutrons à ce qu'on observe dans le cas des isotopes du baryum où l'on passe du ^{134}Ba qui semble avoir les caractéristiques d'un noyau plutôt vibrationnel au ^{132}Ba et ^{130}Ba tous deux de comportement assez voisins, et présentant des caractères de noyaux plus "mous" ^{15, 16, 2)}.

Il est certain que l'idée de niveaux de symétrie différente au sein d'un même noyau est particulièrement séduisante dans les régions de transition où les noyaux sont très "mous" par rapport à la déformation; pour ces noyaux, la courbe d'énergie potentielle présente généralement un minimum pour la symétrie sphérique, mais on peut observer un second minimum correspondant à une déformation stable du noyau ayant une énergie peu supérieure à celle du premier minimum.

Il semble qu'on ait une situation analogue dans les noyaux ^{115}In et ^{117}In [réf. ¹⁷⁾] où l'on pense avoir mis en évidence le niveau de Nilsson $\frac{1}{2}^+$ [431] état correspondant à une déformation décrite par un paramètre $\beta \approx 0.20$ alors que dans les mêmes noyaux le niveau fondamental et le premier niveau excité sont bien décrits par les états du modèle des couches sphériques $g_{\frac{7}{2}}$ et $p_{\frac{3}{2}}$.

On ne peut dire que ces noyaux sont particulièrement des noyaux de transition puisqu'ils ont 49 protons mais Davydov ¹⁸⁾ a montré que les noyaux de cette région (en particulier les cadmium) sont aussi des noyaux "mous". En effet, en comparant la valeur moyenne $\langle \beta^2 \rangle$ tirée de la probabilité de transition réduite $B(E_2)$ que l'on

peut déterminer par excitation coulombienne du premier niveau 2^+ au paramètre β_0^2 que l'on peut obtenir pour le fondamental de ces noyaux à partir des données sur le schéma, on trouve un rapport $\langle \beta^2 \rangle / \beta_0^2$ de l'ordre de 2. Ceci implique une grande amplitude de vibration autour de la position d'équilibre et par conséquent, une certaine "mollesse" des noyaux considérés.

Nous pouvons enfin remarquer que nous avons déterminé le spin du niveau isomérique du ^{133}Ce comme étant $\frac{9}{2}$. Cette hypothèse de spin dépend de considérations du $\log ft$ qui semblent très raisonnable. Toutefois, le spin $\frac{11}{2}^-$ ne peut être totalement exclu. Si nous avons bien un spin $\frac{9}{2}^-$, nous ne pouvons l'expliquer que par une certaine déformation statique de ce niveau levant la dégénérescence de la couche $h_{\frac{7}{2}}$. Ces hypothèses viennent encore renforcer l'idée de la déformabilité des noyaux de cette région.

En résumé, nous pouvons dire que nous avons déterminé des niveaux dans le ^{133}La à 535 keV de spin $\frac{3}{2}^-$ et peut-être dans le ^{133}Ce de spin $\frac{9}{2}^-$ qui ne peuvent s'interpréter en termes de modèle des couches sphériques.

Les résultats obtenus sont compatibles avec l'hypothèse d'une déformation statique de ces niveaux dans une région où les fondamentaux ont une symétrie sphérique. Ceci est relié au caractère de "mollesse" des noyaux de cette région.

Je remercie très vivement Mademoiselle G. Albouy pour son aide constante et pour la part qu'elle a prise à ce travail.

J'ai bénéficié des détecteurs au germanium mis au point par Monsieur L. Marcus, qu'il en soit très chaleureusement remercié.

Je suis enfin très reconnaissante aux équipes de conduite du séparateur d'isotopes et du synchrocyclotron de m'avoir fourni les sources nécessaires à ce travail.

Références

- 1) J. E. Clarkson, R. M. Diamond, F. S. Stephens and I. Perlman, Nuclear Physics **A93** (1967) 272
- 2) J. J. Simpson, D. Eccleshall, M. J. L. Yates and N. J. Freeman, Nuclear Physics **A94** (1967) 177
- 3) K. Kumar and M. Baranger, Phys. Rev. Lett. **12** (1964) 73
- 4) B. Stover, Phys. Rev. **81** (1951) 8
- 5) A. A. Abdumalikov *et al.*, Akad. Nauk. SSSR **3** (1966) 602
- 6) C. Gerschel, Congr. de Moscou URSS (Janv. 1966)
- 7) A. H. Wapstra, G. J. Nijgh and R. van Lieshout, Nuclear spectroscopy tables (North-Holland Publ. Co., Amsterdam, 1959)
- 8) C. Gerschel et G. Albouy, Compt. Rend. **264** (1967) 183
- 9) C. Gerschel, Compt. Rend. **265** (1967) 508
- 10) T. Gerholm and H. de Waard, Physica **21** (1955) 601
- 11) A. Brosi and B. Ketelle, Phys. Rev. **103** (1956) 917
- 12) B. R. Mottelson and S. G. Nilsson, Mat. Fys. Skr. Dan. Vid. Selsk. **1**, No. 8 (1959)
- 13) L. Grodzins, Phys. Lett. **2** (1962) 88
- 14) H. Abou Leila, C. Gerschel and N. Perrin, Compt. Rend. **265** (1967) 1131
- 15) R. A. Ricci *et al.*, Nuovo Cim. **37** (1965) 1752
- 16) C. Gerschel *et al.*, Nuovo Cim. **37** (1965) 1756
- 17) A. Bäcklin, B. Fogelberg and S. G. Malmkog, Nuclear Physics **A96** (1967) 539

PRINTED IN THE NETHERLANDS